ORSAY
n° d'ordre :
1623

THESE

PRESENTEE

A L'UNIVERSITE DE PARIS-SUD
CENTRE D'ORSAY

PAR

Françoise EMARD

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ES SCIENCES PHYSIQUES

Sujet de la Thèse

DEVELOPPEMENT ET APPLICATIONS DU MODELE COLLISIONNEL-RADIATIF
POUR DES PLASMAS EN DEHORS DE L'EQUILIBRE THERMODYNAMIQUE LOCAL

Soutenue le 16 Mars 1976 devant le jury composé de:

MM. J.L. DELCROIX
J. GODART
J. CHAPELLE
J. DURUP
H.W. DRAWIN
C. ETIEVANT

ORSAY
n° d'ordre :
1623

THESE

PRESENTEE

A L'UNIVERSITE DE PARIS-SUD
CENTRE D'ORSAY

PAR

Françoise EMARD

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ES SCIENCES PHYSIQUES

Sujet de la Thèse

DEVELOPPEMENT ET APPLICATIONS DU MODELE COLLISIONNEL-RADIATIF
POUR DES PLASMAS EN DEHORS DE L'EQUILIBRE THERMODYNAMIQUE LOCAL

Soutenue le 16 Mars 1976 devant le jury composé de:

MM. J.L. DELCROIX
J. GODART
J. CHAPELLE
J. DURUP
H.W. DRAWIN
C. ETIEVANT

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

Ce travail a été réalisé dans la Section de Physique des Plasmas, Association Euratom-CEA sur la Fusion, à Fontenay aux Roses, avec le soutien du Centre National de la Recherche Scientifique.

TABLE DES MATIERES

LISTE DES PUBLICATIONS

INTRODUCTION 1

I - LE MODELE COLLISIONNEL-RADIATIF, PRESENTATION GENERALE..... 5

1 - Le système des équations statistiques..... 5

2 - Résolution du système 5

2-1 Hypothèses 9
2-2 Calcul du terme de bilan $(\partial n_i/\partial t)_{coll.}$ 12
2-3 Densités de population et coefficients C.R. de recombinaison et d'ionisation 14

II - ANALYSE DE QUELQUES HYPOTHESES CONCERNANT LE MODELE C.R. . 15

1 - Détermination et calcul des facteurs d'échappement 15

2 - Extension du modèle quasi-statique au cas pour lequel $n_2 \ll n_1$ 20

III - PLACE DE CETTE ETUDE PAR RAPPORT A D'AUTRES THEORIES SUR LA RECOMBINAISON 25

1 - Rôle spécifique de chaque type de réactions 26

2 - Comparaison de différentes théories 28

IV - CONFRONTATION DU MODELE AVEC DES RESULTATS EXPERIMENTAUX .. 31

1 - Décharge stationnaire dans un tube capillaire 33

2 - Excitation des états de He^+ dans un arc du type cathode creuse 38

3 - Recombinaison dans un plasma d'hélium produit par Laser 41

V - GENERALISATIONS DU MODELE 45

1 - Insertion des processus multiphotoniques 45

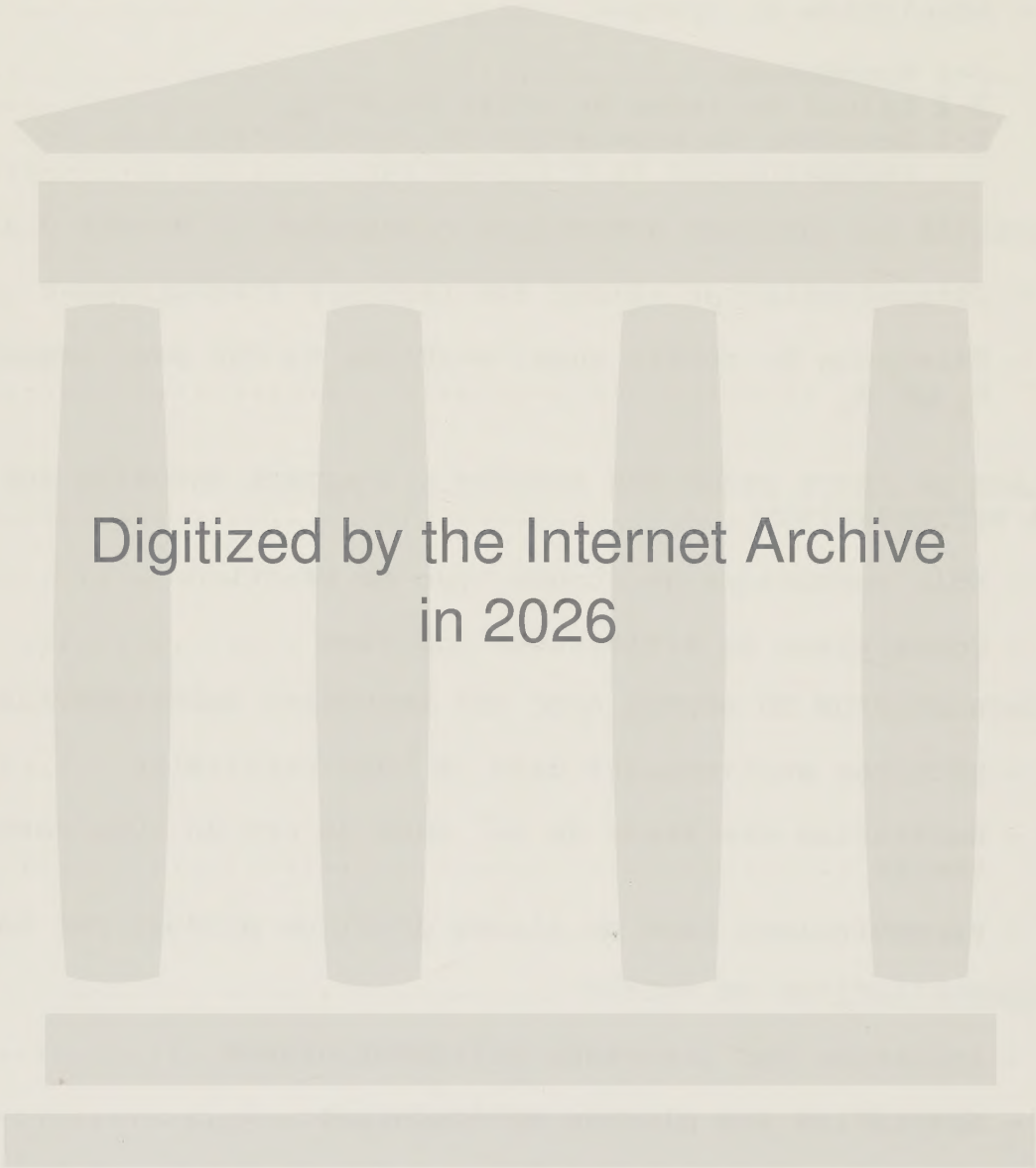
2 - Adaptation aux plasmas moléculaires 49

CONCLUSION 51

REFERENCES 52

RESUMES DES PUBLICATIONS 55

Publication I 57
Publication II 59
Publication III 61
Publication IV 63
Publication V 65
Publication VI 67
Publication VII 69


Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41548104_0011

PUBLICATIONS PRESENTEES

F. Emard

(1971), Thèse de 3e cycle, Université de Paris VI.
Etude statistique d'un plasma d'hélium en dehors de l'équilibre thermodynamique local

I. H.W. Drawin et F. Emard

(1973), Beiträge aus der Plasmaphysik 13, 143
Optical Escape Factors for Bound-bound and Free-bound Radiation from Plasmas.

II. H.W. Drawin et F. Emard

(1974), Z.Physik 270, 59
The Role of Particular Collision and Radiative Processes in Recombination

III. H.W. Drawin et F. Emard

(1975) Beiträge aus der Plasmaphysik 15, 273 (1975)
Comparative Study of Existing Theories for Volume Electron-ion Recombination in Plasmas.

IV. H.W. Drawin and F. Emard

B. Dubreuil and J. Chapelle

(1974), Beiträge aus der Plasmaphysik 14, 103
Lowering of the Populations of Excited Hydrogen and Helium Atoms in Plasmas Irradiated by a Laser beam.

V. H.W. Drawin and F. Emard

(1974), Z.Physik 266, 257
Influence of Laser Radiation on the Collisional-Radiative Recombination and Ionization Coefficients.

VI. F. Emard

(1976), En cours de publication dans Physica C

Influence of two-photon Ionization Processes on the Populations of Excited Hydrogen Atoms in non-LTE Plasmas.

VII. F. Emard

(1976) Projet de Publication

Modification of Recombination Coefficients by Two-Photon Interaction between non-LTE Hydrogen Plasmas and CO_2-Laser beams.

INTRODUCTION

Les plasmas observés en laboratoire sont le plus souvent en dehors de l'équilibre thermodynamique local (E.T.L.), et, leur étude fait actuellement l'objet d'un intérêt renouvelé.

Ces plasmas, qui ne vérifient pas les lois d'équilibre des gaz ionisés sont, dans la plupart des cas, étudiés à partir d'un modèle statistique approché. Plusieurs théories ont déjà été élaborées et appliquées à différents éléments atomiques (Hydrogène, Hélium, Argon.....) ; chacun de ces modèles constitue une approche du problème basée sur certaines hypothèses simplificatrices. Et, comme nous l'avions noté précédemment (Emard 1971) aucune étude n'a encore pu rendre compte de façon satisfaisante des résultats expérimentaux obtenus, en particulier en ce qui concerne le taux global de recombinaison. Nous avions alors tenté de cerner la réalité physique d'aussi près que possible et de décrire l'évolution d'un plasma d'hélium à partir d'un modèle dit "collisionnel-radiatif" (C.R.), basé sur une méthode proposée par Giovanelli dès 1948.

Des expériences menées dans d'autres laboratoires (Orsay, Orléans, Eindhoven) tendent à prouver l'efficacité de ce modèle. Nous avons donc été amenés à développer notre travail dans plusieurs directions :

. 1) préciser les conditions d'application du modèle et lever certaines hypothèses liées en particulier à l'évaluation du champ radiatif dans le plasma.

. 2) situer le modèle collisionnel-radiatif dans l'ensemble des recherches sur la recombinaison électron-ion. Pour cela, nous avons

étudié le rôle joué par chaque type de réaction dans l'évolution du plasma. Nous avons également comparé quelques-unes des théories déjà proposées par d'autres chercheurs, en utilisant les mêmes constantes atomiques et les mêmes sections efficaces de réaction pour tous les modèles.

. 3) développer le modèle initial pour étudier des phénomènes spécifiques tels que l'influence des collisions lourdes ou le comportement d'un plasma soumis à une source énergétique extérieure, par exemple, un faisceau laser.

L'exposé qui suit est une tentative pour resituer chacune des études que nous avons effectuées ces dernières années dans le contexte général du travail. Notons que cette présentation est synthétique et non pas chronologique. Les différents aspects du problème ont été le plus souvent étudiés simultanément, l'approfondissement d'un point nous amenant souvent à en développer un autre. Nous n'expliciterons pas en détail ce qui a déjà été publié. Nous rappelons cependant dans le ler chapitre les notions fondamentales du modèle collisionnel-radiatif exposées dans la thèse de 3e cycle (Emard 1971).

Les modèles atomiques utilisés sont décrits dans la littérature (voir Drawin /1/ pour l'hydrogène et Emard (1971) pour l'hélium). Les notations utilisées ici concernent l'hydrogène ; les expressions sont facilement généralisables au cas de l'hélium et se trouvent également dans plusieurs des publications jointes.

Les applications numériques ont toujours été réalisées pour des plasmas d'hydrogène dont la température électronique varie de

1000° K à 128 000° K et la densité électronique de 10^{8} cm^{-3} à 10^{18} cm^{-3}. Dans la plupart des cas on a fait les mêmes calculs pour les plasmas d'hélium.

CHAPITRE I

LE MODELE COLLISIONNEL-RADIATIF

PRESENTATION GENERALE

I - 1 LE SYSTEME GENERAL DES EQUATIONS STATISTIQUES

Les propriétés des plasmas hors E. T. L. ne peuvent être décrites qu'à partir des processus réactifs individuels des particules entre elles et avec le champ de rayonnement. La détermination de la composition d'un plasma en dehors de l'équilibre thermodynamique local nécessite l'étude conjointe de trois relations fondamentales :

- les équations de collision de Boltzmann
- l'équation de transfert radiatif
- la relation de quasi- neutralité

Ces équations remplacent les relations d'équilibre valables seulement quand le plasma est en équilibre thermodynamique local.

Les équations de collision de Boltzmann qui sont en fait des équations de conservation , peuvent être écrites pour les différents moments associés aux particules de l'espèce K, appartenant à l'état quantique i et contenues dans le plasma. Ces équations s'écrivent

- pour la conservation de la densité des particules $n_{\kappa,i}$ (moment zéro) :

$$\frac{\partial n_{\kappa,i}}{\partial t} + \vec{\nabla}.\left(n_{\kappa,i} \langle \vec{\omega}_{\kappa,i} \rangle\right) = \left(\frac{\partial n_{\kappa,i}}{\partial t}\right)_{\substack{\text{collisions} \\ \text{radiations}}} \qquad (I.1)$$

$\langle \vec{\omega}_{\kappa,i} \rangle$ est la vitesse d'écoulement des particules, mesurée dans le système de laboratoire.

- pour la conservation de la quantité de mouvement $n_{\kappa,i}\, m_\kappa \langle \vec{\omega}_{\kappa,i} \rangle$:

$$\frac{\partial\left(m_\kappa n_{\kappa,i} \langle \vec{\omega}_{\kappa,i} \rangle\right)}{} + \vec{\nabla}.\left(n_{\kappa,i}\, m_\kappa \langle \vec{\omega}_{\kappa,i} \rangle \langle \vec{\omega}_{\kappa,i} \rangle\right) - n_{\kappa,i}\, \vec{F}_{\kappa,i}$$

$$= \left(\frac{\partial\left(n_{\kappa,i}\, m_\kappa \langle \vec{\omega}_{\kappa,i} \rangle\right)}{\partial t}\right)_{\substack{\text{collisions} \\ \text{radiations}}} \qquad (I.2)$$

$n_{\kappa,i}\, \vec{F}_{\kappa,i} = n_{\kappa,i}\, q_{\kappa,i} \left[\vec{E} + \frac{1}{c}\left(\vec{j} \wedge \vec{B}\right)\right]$ est la force généralisée de Lorentz, $\vec{E}$ étant le champ électrique, $\vec{B}$ l'induction magnétique, $\vec{j}$ la densité de courant et $q_{\kappa,i}$ la charge électrique des particules considerées.

- pour la conservation de l'énergie cinétique $\frac{1}{2} m_\kappa n_{\kappa,i} \langle \vec{\omega}_{\kappa,i} \rangle^2$:

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{1}{2} m_\kappa n_{\kappa,i} \langle \vec{\omega}_{\kappa,i} \rangle^2\right) + \vec{\nabla}.\left(\frac{1}{2} m_\kappa n_{\kappa,i} \langle \vec{\omega}_{\kappa,i} \rangle^2 \langle \vec{\omega}_{\kappa,i} \rangle\right) - n_{\kappa,i}\, \vec{F}_{\kappa,i} . \langle \vec{\omega}_{\kappa,i} \rangle$$

$$= \left(\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{1}{2} m_\kappa n_{\kappa,i} \langle \vec{\omega}_{\kappa,i} \rangle^2\right)\right)_{\substack{\text{collisions} \\ \text{radiations}}} \qquad (I.3)$$

- pour la conservation de l'énergie interne $E_{1i}^{(\kappa)}$ des particules de l'espèce κ dans l'état excité i par rapport au niveau fondamental 1 :

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(n_{\kappa,i}\, E_{1i}^{(\kappa)}\right) + \vec{\nabla}.\left(n_{\kappa,i}\, E_{1i}^{(\kappa)} \langle \vec{\omega}_{\kappa,i} \rangle\right) = \left(\frac{\partial\, n_{\kappa,i}\, E_{1i}^{(\kappa)}}{\partial t}\right)_{\substack{\text{collisions} \\ \text{radiations}}} \qquad (I.4)$$

Ces équations doivent être écrites pour tous les niveaux énergétiques liés de l'atome étudié, soit pour i = 1 à i = p si p est le nombre quantique principal du dernier niveau lié. Le terme de droite est le terme source de l'équation de continuité. C'est le taux de variation du "moment" considéré. Il est dû aux processus collisionnels et radiatifs. Le premier des termes de gauche décrit les variations temporelles tandis que le second est le terme de diffusion.

L'équation (I.4) pour la conservation de l'énergie interne n'est généralement pas explicitée. En effet, on tient compte de cette condition en introduisant dans l'équation (I.3) deux termes supplémentaires, l'un pour tenir compte de la diffusion de l'énergie interne, l'autre est un terme radiatif qui décrit le gain ou la perte de l'énergie interne en fonction de l'émission ou de la réabsorption de l'énergie photonique.

Le calcul de la composition des plasmas en dehors de l'équilibre nécessite l'adjonction de deux équations supplémentaires. Il s'agit de

- la relation de quasi-neutralité qui fixe le nombre total des particules chargées dans le système

$$n_e = \sum_{k,i} n_{k,i} \; q_{k,i} \qquad \text{(I.5)}$$

- l'équation de Boltzmann appliquée aux photons et appelée "équation de transfert radiatif"

$$\frac{n_\nu}{c} \frac{\partial}{\partial t} I_\nu(\vec{s},t)\, d\nu + \vec{\nabla}.\vec{s}\; I_\nu(\vec{s},t)\, d\nu = \varepsilon_\nu(\vec{s},t)\, d\nu - \kappa_\nu(\vec{s},t)\, I_\nu(\vec{s},t)\, d\nu \qquad \text{(I.6)}$$

$\varepsilon_\nu(\vec{s},t)$ et $\kappa_\nu(\vec{s},t)$ sont les coefficients d'émission et d'absorption par unité de volume, à la fréquence ν, dans la direction de vecteur unitaire $\vec{s}$, $I_\nu(\vec{s},t)$ est l'intensité spécifique du champ de radiation

dans la direction $\vec{s}$, n_ν est l'indice de réfractivité du milieu et c la vitesse de la lumière dans le vide.

En fait, la résolution du système constitué par les équations (I.1) à (I.6) se heurte à des difficultés qui concernent à la fois la description des phénomènes physiques et l'adéquation des moyens mathématiques mis en oeuvre. Tout effort pour avancer plus dans la détermination formelle du système doit donc s'appuyer sur des hypothèses concernant le plasma et sur les considérations physiques qui restreignent la généralité du problème.

Plusieurs modèles simplifiés, qui incluent un plus ou moins grand nombre d'équations, ont déjà proposés dans la littérature. Dans la plupart de ces modèles, on garde seulement l'équation (I.1) relative à la conservation des particules, les variations de la quantité de mouvement et de l'énergie du système n'étant pas prises en compte. C'est le cas du modèle collisionnel-radiatif développé ici le point de départ est le moment zéro de l'équation de Boltzmann, appelée équation de Pauli par les chimistes des plasmas. Les relations (I.1), écrites pour chaque niveau lié de l'atome composant le plasma, forment un système de p équations différentielles qui n'est totalement déterminé que couplé avec l'équation de transfert radiatif et avec l'équation de quasi-neutralité. Les paramètres suivants du plasma : la densité électronique, la température électronique et celle des autres particules, qui peuvent en principe être calculés à partir des équations (I.2) à (I.4) sont alors des données du problème. Ces valeurs sont le plus souvent déterminées expérimentalement.

Cependant, surtout pour les plasmas dont la densité

électronique est grande, au cours de la recombinaison, il y a libération d'une très grande quantité d'énergie qui entraine une variation non négligeable des différentes températures. Il est alors nécéssaire de résoudre simultanément la loi de conservation des particules et celle de l'énergie. Bates et Kingston /14/, Wilhelm /15/ Sexton et al. /16/ ont fait des recherches dans ce sens là.

Le modèle présenté ici se situe dans un cadre plus restreint, mais, il n'y a aucune **impossibi**lité de principe à l'étendre pour **tenir compte** des variations de la quantité de mouvement et de l'énergie. Le système de base du modèle collisionnel-radiatif est donc le suivant*):

$$\begin{cases} \dfrac{\partial n_i}{\partial t} + \vec{\nabla}.\left(n_i \langle \vec{\omega_i} \rangle\right) = \left(\dfrac{\partial n_i}{\partial t}\right)_{\substack{\text{collisions} \\ \text{radiations}}}, \; i = 1 \text{ à } p & \text{(I.7a)} \\ \dfrac{\partial I_\nu}{\partial s} = -\kappa_\nu \left(I_\nu - \dfrac{\varepsilon_\nu}{4\pi \kappa_\nu} \right) & \text{(I.7b)} \\ n_e = \sum n_i & \text{(I.7c)} \end{cases}$$

I.2 - RESOLUTION DU SYSTEME

I.2.1 - Hypothèses

Dans une première étape (Emard 1971), afin d'obtenir une solution approchée du modèle, on introduit des hypothèses simplificatrices et des méthodes d'approximation que nous rappelons brièvement ici :

1) Lorsque le plasma est réabsorbant, pour obtenir une détermination auto-cohérente du comportement du plasma il faudrait

---

*) dans la suite, pour alléger l'écriture, on note $n_i \equiv n_{k,i}$.

résoudre les équations (I.7a) en les couplant avec l'équation de transfert radiatif. On arrive alors à un système intégro-différentiel très complexe et qui de plus dépend de la géométrie du plasma. Pour éviter la résolution simultanée de ces deux équations, on introduit des coefficients globaux d'opacité Λ, compris entre 0 et 1 et qui tiennent compte de l'effet du champ radiatif sur les densités de population des différents niveaux excités et des électrons libres. Cette méthode, qui ne rend compte que très imparfaitement de la réalité physique, a été discutée et perfectionnée ultérieurement. On fait le point sur cet aspect du modèle collisionnel-radiatif dans le chapitre II.

2) On limite l'étude aux plasmas d'hydrogène et d'hélium à l'intérieur desquels les processus de diffusion sont négligeables. Le système des équations de bilan s'écrit alors :

$$\left(\frac{\partial n_i}{\partial t}\right) = \left(\frac{\partial n_i}{\partial t}\right)_{\substack{coll. \\ rad.}} \qquad (I.8)$$

Le cas des plasmas dominés par des flux de diffusion a été étudié séparement (Drawin et Emard 1973 a).

3) On suppose que le plasma est dans un état quasi-stationnaire. En effet, dans la plupart des plasmas, le temps de relaxation τ_i, nécessaire pour que la population du niveau i soit en équilibre dans le temps, est beaucoup plus court pour les niveaux excités que pour le niveau fondamental, et que pour les électrons libr libres, c'est à dire que $\tau_{i>1} \ll \tau_1$ et $\tau_{i>1} \ll \tau_e$. Ceci entraine, bien qu'il n'y ait pas proportionnalité stricte entre τ_i et $\frac{\partial n_i}{\partial t}$ que $\partial n_i/\partial t \ll \partial n_1/\partial t$ pour $i > 1$.

On pourra donc, dans le cas d'un plasma quasi-stationnaire, négliger $\frac{\partial n_i}{\partial t}$ devant $\frac{\partial n_1}{\partial t}$, c'est à dire écrire $\frac{\partial n_i}{\partial t} \equiv 0$ pour $i > 1$.

Le système (I.8) devient

$$\begin{cases} \dfrac{\partial n_1}{\partial t} = \left(\dfrac{\partial n_1}{\partial t}\right)_{\substack{coll. \\ rad.}} \\ \\ 0 = \left(\dfrac{\partial n_i}{\partial t}\right)_{\substack{coll. \\ rad.}} \text{ pour } i > 1 \end{cases} \qquad (I.9)$$

Cette hypothèse sur la variation temporelle des densités de populations, qui simplifie considérablement les calculs, est le plus souvent vérifiée pour les plasmas étudiés en laboratoire (Mc Whirter et Hearn /2/, Drawin /3/). Cependant, nous avons développé également le formalisme du modèle dans le cas où, en plus du niveau fondamental, le premier niveau excité de l'atome considéré (c'est à dire de nombre quantique principal i = 2) se trouve également en régime transitoire, c'est à dire que $\frac{\partial n_2}{\partial t} \neq 0$. On verra que les résultats obtenus alors ne sont pas sensiblement différents des précédents (voir chapitre II).

4) On a supposé que les collisions élastiques sont suffisamment importantes pour que la distribution de la vitesse des électrons soit maxwellienne, mais, que ces collisions n'interviennent pas directement dans l'évolution des densités des particules.

Les réactions élémentaires qui peuvent se produire dans le système et dont nous avons tenu compte sont électroniques : la recombinaison par collision triple électron-électron-ion, et le processus inverse d'ionisation, la dé-excitation et l'excitation par chocs électroniques, la photoionisation et la recombinaison spontanée d'un électron avec un ion, de même que l'émission et la réabsorption d'un photon dans une transition lié-lié. En particulier sauf indication contraire, on n'a pas considéré les collisions avec

les particules lourdes.

5) On a toujours supposé que toutes les molécules des plasmas étudiés sont totalement dissociées, c'est à dire que les interactions des molécules avec d'autres particules du milieu sont négligeables.

D'autre part, l'adaptation du modèle C.R. à un plasma donné nécéssite la mise au point d'un modèle des niveaux énergétiques des particules composant le plasma. Pour l'hydrogène et les hydrogénoïdes, chaque niveau a été repéré par son nombre quantique principal. Le modèle atomique utilisé pour l'hélium neutre tient compte de la séparation de certains niveaux selon le nombre quantique orbital; il a été décrit dans un travail précédent (Emard, 1971). L'extension du modèle aux niveaux énergétiques des molècules ferait intervenir un grand nombre d'inconnues et de variables. Il s'agit d'un travail long et fastidieux qui n'a encore été qu'ébauché par Dubreuil, Drawin et Chapelle /4/.

I.2.2. CALCUL DU TERME DE BILAN $\left(\frac{\partial n_i}{\partial t}\right)_{\substack{coll. \\ rad.}}$

Considérons plus particulièrement le terme source de l'équation (I.1).

$\left(\frac{\partial n_i}{\partial t}\right)_{\substack{coll. \\ rad.}}$ est le taux de variation du nombre des particules du niveau i . Il est caractéristique des processus collisionnels et radiatifs et contient tous les taux de réactions dûs aux interactions individuelles des particules entre elles et avec le champ radiatif. Cette variation, par unité de temps et par unité de volume est égale à la différence entre le taux des réactions qui peuplent le niveau i et le taux des réactions qui le dépeuplent

soit :

$$\left(\frac{\partial n_i}{\partial t}\right)_{\substack{coll. \\ rad.}} = \sum \begin{matrix}\text{taux des processus} \\ \text{peuplant le niveau i}\end{matrix} - \sum \begin{matrix}\text{taux des processus} \\ \text{dépeuplant le niveau i}\end{matrix} \qquad (I.10)$$

Le taux de chaque processus est proportionnel à la densité de population dans le niveau de départ du processus, on a donc

$$\left(\frac{\partial n_i}{\partial t}\right)_{\substack{coll. \\ rad.}} = \sum_j a_{ij}\, n_j + \delta_i \qquad (I.11)$$

Les coefficients a_{ij} sont relatifs aux réactions collisionnelles et radiatives qui ont lieu entre les niveaux liés i et j, tandis que δ_i rend compte des processus de recombinaison, radiative et ternaire, dans ce niveau. Ces coefficients a_{ij} et δ_i sont fonction des paramètres du plasma (densité et température électronique, n_e et T_e, température du gaz neutre, fonction de distribution des électrons.....) ainsi que des sections efficaces des différentes réactions. On a déjà montré à plusieurs reprises (Emard 1971, /1/) comment on peut évaluer ces coefficients a_{ij} et δ_i lorsque le plasma n'est soumis à aucune source énergétique extérieure. L'expression (I.11) est alors, pour chaque valeur de i, une combinaison linéaire des populations n_j des différents niveaux, et le système des équations (I.7 a) s'écrit compte-tenu des hypothèses du paragraphe précédent :

$$\begin{cases} \dfrac{\partial n_1}{\partial t} = \displaystyle\sum_{j=1}^{p} a_{1j}\, n_j + \delta_1 \\ 0 = \displaystyle\sum_{j=1}^{p} a_{ij}\, n_j + \delta_i \qquad \text{pour} \quad i > 1 \end{cases} \qquad (I.12)$$

I.2.3 DENSITES DE POPULATIONS ET COEFFICIENTS COLLISIONNELS-RADIATIFS DE RECOMBINAISON ET D'IONISATION

Quand les plasmas étudiés vérifient les hypothèses précédentes, le système (I.12) permet d'obtenir deux types d'information :

1) on considère en général que la recombinaison a eu lieu quand il y a formation d'un atome neutre dans son état fondamental. α, coefficient collisionnel-radiatif de recombinaison est alors le "taux de remplissage" du niveau fondamental de l'atome ou de l'ion considéré. Il est calculé en identifiant la relation de définition

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = -\frac{\partial n_1}{\partial t} = -n_+ n_e \alpha + n_e n_1 S \qquad (I.13)$$

avec la première équation du système (I.12). S est un coefficient C.R. d'ionisation. Ces coefficients α et S sont caractéristiques de l'évolution temporelle du plasma, c'est à dire de l'évolution de la densité électronique et de celle du niveau fondamental, puisque les autres niveaux sont supposés en équilibre temporel.

2) les densités de population des différents niveaux excités sont les solutions du système (I.12). Elles sont plutôt caractéristiques de l'état quasi-stationnaire du plasma.

CHAPITRE II

ANALYSE DE QUELQUES HYPOTHESES CONCERNANT LE MODELE C.R.

Comme on vient de le voir, la résolution du modèle collisionnel-radiatif nécessite un certain nombre d'hypothèses. Quelques-unes correspondent à la réalité physique la plus couramment observée. D'autres au contraire restreignent la généralité de l'application du modèle. Il est donc important de réduire au maximum les hypothèses indispensables et de vérifier comment elles modifient les résultats. En particulier, le mode de traitement de l'équation de transfert radiatif rend le modèle non auto-cohérent et pourrait conduire, dans certains cas limites, à des solutions physiquement non-acceptables. C'est pourquoi, nous nous sommes efforcés d'apporter une contribution à l'étude de ce problème complexe (§ II.1).

On trouvera d'autre part, dans le 2è paragraphe de ce chapitre une extension possible du modèle au cas des plasmas pour lesquels la relation $n_2 \ll n_1$ ne serait pas vérifiée.

II.1 DETERMINATION ET CALCUL DES FACTEURS D'ECHAPPEMENT

Lorsque le plasma est réabsorbant, c'est à dire quand toutes les radiations ne s'échappent pas librement, l'état thermodynamique du plasma (densités de population des différents niveaux, degré

d'ionisation, propriétés de transport et de relaxation.....) dépend fortement des propriétés d'absorption des photons à l'intérieur des raies spectrales d'une part et dans les continus de recombinaison d'autre part.

L'intensité spécifique du champ radiatif propre du plasma, I_ν , dans une direction $\vec{s}$, est donnée par l'équation de transfert du rayonnement:

$$\frac{dI_\nu}{ds} = -\kappa_\nu (I_\nu - S_\nu)$$

κ_ν est le coefficient d'absorption par unité de volume à la fréquence ν , $S_\nu = \frac{\varepsilon_\nu}{4\pi\kappa_\nu}$ est appelée fonction source, ε_ν étant l'émissivité dans l'angle solide total de 4π , par unité de volume; la connaissance de S_ν est donc nécessaire à celle de I_ν Dans le cas où l'on admet que l'équilibre thermodynamique local est réalisé, on peut remplacer la fonction source S_ν par la fonction de Planck $B_\nu(T)$.

Dans le cas contraire, la fonction source $S_{\nu_{ij}}$ pour une transition radiative $i \to j$ est liée aux densités de population n_i et n_j dans les niveaux i et j respectivement, par

$$S_{\nu_{ij}} = \frac{2h\nu_{ij}^3}{c^2} \frac{1}{\frac{g_j n_i}{g_i n_j} - 1}$$

(équation 8 de la publication I)

En toute rigueur, les populations n_i et n_j sont obtenues par la résolution des équations de l'équilibre statistique (I.12)

couplées aux équations de transfert correspondantes. Le problème ainsi posé, n'a pas de solution accessible formellement. Il ne peut-être résolu que numériquement et pour chaque cas particulier de plasma.

Cependant, pour éviter cet obstacle, et trouver une solution assez générale, Holstein /5/, a introduit des "facteurs d'échappement photonique" qui permettent de calculer le taux de décroissance de l'émission radiative dans un gaz optiquement épais. Si on peut estimer la "proportion" de photons qui restent emprisonnés dans le plasma, on peut définir des coefficients sans dimension Λ, compris entre 0 et 1, caractéristiques de la réabsorption dans la transition considérée, et définis par

$$\Lambda_{ij} = 1 - \frac{\overline{I_{ij}}}{S_{ij}} \qquad \text{(II.1)}$$

$\overline{I_{ij}}$ étant l'intensité moyenne de rayonnement dans l'ensemble de la raie et $S_{ij} \equiv S_{\nu_{ij}}$.

On remplace alors dans les équations de bilan statistique (I.5) les coefficients d'Einstein A_{ij} pour les transitions entre deux niveaux liés i et j par $\Lambda_{ij} A_{ij}$ et les coefficients de recombinaison radiative (spontanée) dans le niveau i, R_i, par $\Lambda_i R_i$. On peut ainsi obtenir une solution approchée du système (I.12) sans avoir à résoudre l'équation (II.1).

Il reste bien sûr le problème de la détermination de ces coefficients d'échappement. La plupart des auteurs qui utilisent

la méthode des facteurs d'échappement introduisent pour Λ_{ij} les formules analytiques élaborées par Holstein dans le cas de plasmas en ETL, dans lesquels les collisions inélastiques et superélastiques interviennent peu. Strictement, ceci n'est plus valable pour les plasmas en dehors de l'ETL.

Dans une première étude (Emard 1971) nous avions attribué à Λ_{ij} et Λ_i des valeurs numériques totalement arbitraires. Dans cette 2ème étape (Publication I), nous avons essayé de déterminer des valeurs de ces coefficients qui soient cohérentes entre elles lorsque le facteur d'échappement pour la transition de résonance est connu . Ce travail a d'abord été réalisé en supposant que la fonction source est constante dans l'espace.

Par l'intermédiaire de la formule (II.1) les valeurs de Λ_{ij} dépendent du profil d'absorption des photons dans la transition considérée, $P_{ij}(\nu)$, puisque

$$\overline{I_{ij}} = \frac{\int_{\Omega}\int_{\nu} P_{ij}(\nu)\, I_{ij}(\nu,\Omega)\, d\nu\, d\Omega}{\int_{\nu} P_{ij}(\nu)\, d\nu}$$

(formule 5 de la publication I)

Dans l'étude des coefficients d'échappement photonique décrite dans la publication I, on a donc d'abord dérivé une expression intégrale de Λ en fonction de la distribution spectrale et des valeurs de la section efficace d'absorption au centre de la raie. Cette expression a été développée analytiquement pour trois types

de profils différents:

- profil Doppler (distribution de Gauss)
- profil de dispersion (distribution de Lorentz)
- profil composé de Voigt.

Dans les deux premiers cas, on retrouve des résultats voisins de ceux d'Holstein. Pour le cas le plus général du profil de Voigt, qui à notre connaissance, n'a pas encore été traité dans la littérature, on s'est efforcé de donner une expression analytique la plus simple possible pour le calcul de Λ_{ij} .

L'application numérique de ces résultats formels a été faite pour les transitions de la série de résonance de l'hélium neutre. On a tracé en particulier des courbes donnant directement la valeur de $\Lambda_{1^1S-j^1P}$ en fonction de la profondeur optique $\hat{\zeta}_{12}$ au centre de la raie pour la transition de résonance He I, 1^1S-2^1P. Ces courbes sont données pour des plasmas dont la température électronique est 2×10^4 °K et dont la densité électronique est 10^{12}, 10^{15} et 10^{17} cm^{-3} (Figures 6, page 160 de la publication I). A partir de l'expression générale, on peut facilement faire le calcul pour d'autres densités et températures électroniques.

Le même travail théorique de détermination du facteur d'échappement a été effectué pour les transitions lié-libre et a été appliqué numériquement au continu de résonance de l'hélium neutre.

II.2 EXTENSION DU MODELE QUASI-STATIQUE AU CAS POUR LEQUEL $n_2 \ll n_1$

Pour l'hydrogène, la forme la plus générale de l'équation de bilan pour le niveau i est l'éq.(I;12) qui s'écrit

$$\left(\frac{\partial n_i}{\partial t}\right)_{\substack{coll. \\ rad.}} = \sum_{j=1}^{p} a_{ij} n_j + \delta_i$$

Le cas le plus simple consiste à résoudre ce système dans le cas d'un plasma quasi-stationnaire (voir chapitre I). La relation $n_i \ll n_1$ est alors vérifiée pour $i > 1$ et l'équation du système (I.12) relative au niveau i = 1 peut être découplée des équations pour les autres niveaux. On peut alors calculer les densités de population n_i pour $i \geq 2$ et les coefficients collisionnels-radiatifs de recombinaison α et d'ionisation S (voir p. ex. Emard 1971).

En fait, dans certains plasmas, la relation $n_2 \ll n_1$ n'est pas toujours vérifiée. Les questions suivantes se posent alors : Dans quelle mesure les résultats obtenus par la méthode précédente sont encore valables, et, de quelle façon peut-on obtenir des expressions formelles "exactes" ?

Dans ce cas, le modèle peut être résolu en découplant également l'équation du système (I.12) relative à i=2, on a :

$$\frac{\partial n_1}{\partial t} = \sum_{j=1}^{p} c_{1j} n_j + \delta_1 \qquad \text{(II.1a)}$$

$$\frac{\partial n_2}{\partial t} = \sum_{j=1}^{p} c_{2j} n_j + \delta_2 \qquad \text{(II.1b)}$$

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} = \sum_{j=1}^{p} c_{ij} n_j + \delta_i \qquad \text{pour } i = 3,4,\ldots,p \qquad \text{(II.1c)}$$

Ces équations sont couplées avec la relation de quasi-neutralité

$$\sum_{i=1}^{p} \frac{\partial n_i}{\partial t} = - \frac{\partial n_e}{\partial t}$$

Lorsque le plasma a atteint un équilibre quasi-stationnaire, les p-2 dernières équations du système (II.1) peuvent s'écrire sous la forme

$$\sum_{j=3}^{p} a_{ij}\, n_j = - \delta_i - a_{i1}\, n_1 - a_{i2}\, n_2 \qquad \text{(II.2)}$$

pour i = 3,4.....p

la théorie des équations couplées donne les solutions de ce système sous la forme

$$n_{i \geq 3} = n_i^{(0)} + n_i^{(1)} + n_i^{(2)}$$

* $n_i^{(0)}$ représente les solutions du système (II.2) quand on pose $a_{i1}\, n_1 = 0$ et $a_{i2}\, n_2 = 0$, c'est à dire quand on supprime toutes les réactions des particules des niveaux excités avec les particules des niveaux i = 1 (fondamental, 1 S) et i = 2 (2S, P).

** $n_i^{(1)}$ représente les solutions du système (II.2) quand on pose $\delta_i = 0$ et $a_{i2}\, n_2 = 0$, c'est à dire qu'on tient compte seulement des processus d'excitation à partir du niveau fondamental, négligeant ceux qui ont lieu à partir du niveau i = 2, de même que les processus de recombinaison dans les différents niveaux.

D'autre part, la théorie des déterminants permet d'écrire ces solutions sous la forme $n_i^{(1)} = g_i^{(1)}\, n_1$, $g_i^{(1)}$ étant la solution obtenue en posant $\delta_i = 0$, $a_{i2}\, n_2 = 0$, et $n_1 = 0$.

*** on peut faire le même raisonnement pour les solutions $n_i^{(2)}$, obtenues en faisant $\delta_i = 0$ et $c_{i1}\, n_1 = 0$ et on obtient

$$n_i^{(2)} = g_i^{(2)}\, n_2$$

La densité de population dans le niveau i s'exprime donc sous la forme suivante :

$$\boxed{n_{i\geqslant 3} = n_i^{(0)} + g_i^{(1)}\, n_1 + g_i^{(2)}\, n_2} \qquad i \geqslant 3 \qquad \text{(II.3)}$$

On peut ensuite injecter ces solutions $n_{i\geqslant 3}$ dans l'équation (II.2.c), de façon à obtenir une évaluation de la densité n_2 dans un état de quasi-équilibre dans lequel $n_2 \ll n_1$, c'est à dire pour $\frac{\partial n_2}{\partial t} = 0$. Cette évaluation reste fonction de n_1, on a

$$n_2\left(a_{22} + \sum_{j=3}^{p} a_{2j}\, g_j^{(2)}\right) + \left(\delta_2 + \sum_{j=3}^{p} a_{2j}\, n_j^{(0)}\right) + \left(a_{21} + \sum_{j=3}^{p} a_{2j}\, g_j^{(1)}\right) n_1 = 0$$

soit :

$$n_2 = -\frac{\delta_2 + \sum_{j=3}^{p} a_{2j}\, n_j^{(0)}}{a_{22} + \sum_{j=3}^{p} a_{2j}\, g_j^{(2)}} - \frac{a_{21} + \sum_{j=3}^{p} a_{2j}\, g_j^{(1)}}{a_{22} + \sum_{j=3}^{p} a_{2j}\, g_j^{(2)}}\, n_1 \qquad \text{(II.4)}$$

Les coefficients collisionnels-radiatifs de recombinaison α et d'ionisation S étant définis par

$$\frac{\partial n_1}{\partial t} = n_+\, n_e\, \alpha - n_1\, n_e\, S$$

on peut reprendre l'équation (II.1.a), et, en y injectant les valeurs connues pour n_2 et $n_{i\geqslant 3}$, on obtient des expressions

formelles de α et S

$$n_+ n_e \alpha = -\left(a_{12} + \sum_{j=3}^{p} a_{1j} g_{j}^{(2)}\right) \frac{\delta_2 + \sum_{j=3}^{p} a_{2j} n_j^{(0)}}{a_{22} + \sum_{j=3}^{p} a_{2j} g_{jj}^{(2)}} + \sum_{j=3}^{p} a_{1j} n_j^{(0)} + \delta_1 \qquad \text{(II.5)}$$

$$n_e S = -\left(a_{12} + \sum_{j=3}^{p} a_{1j} g_{j}^{(2)}\right) \frac{a_{21} + \sum_{j=3}^{p} a_{2j} g_{jj}^{(1)}}{a_{22} + \sum_{j=3}^{p} a_{2j} g_{jj}^{(2)}} + \sum_{j=3}^{p} a_{1j} g_{jj}^{(1)} + a_{11} \qquad \text{(II.6)}$$

On trouve dans la publication II un exposé très abrégé de cette méthode de calcul de α et S et, lorsque cela a été nécessaire elle a été appliquée à la résolution du modèle C.R. pour les applications présentées dans les chapitres qui suivent.

CHAPITRE III

PLACE DE CETTE ETUDE PAR RAPPORT A D'AUTRES THEORIES SUR LA RECOMBINAISON

Ainsi, le modèle collisionnel-radiatif initialement utilisé peut être affiné et développé dans un grand nombre de directions. Cependant, ces améliorations n'ont de sens que si le modèle choisi est bien, dans sa structure et dans son application, celui qui rend le mieux compte du phénomène physique étudié.

Le calcul d'un coefficient global de recombinaison α, tel qu'il a été défini de manière générale dans le premier chapitre, dépend des trois éléments essentiels suivants :

1. la conception et la structure du modèle théorique,
2. les différents processus collisionnels et radiatifs qui sont pris en compte et la façon dont la structure atomique de l'élément considéré est schématisée,
3. les valeurs numériques des constantes atomiques et des sections efficaces de réactions.

Nous avons porté une attention particulière aux deux premiers points.

Chaque modèle tient compte d'un nombre plus ou moins grand

de réactions collisionnelles et radiatives entre niveaux excités ou entre niveau lié et le "continu" associé. Dans le modèle C.R., chaque type de collisions intervient individuellement dans l'équation de bilan des niveaux. Ceci permet d'obtenir une information détaillée sur le rôle joué par ces différents processus dans l'évolution du plasma. Cette étude présentée rapidement dans ce chapitre, fait l'objet de la publication II.

Dans l'espoir d'obtenir un bon accord avec les résultats expérimentaux, divers modèles théoriques sur la recombinaison électron-ion dans un plasma ont déjà été proposés dans la littérature. En insérant les mêmes données atomiques dans tous les modèles, nous avons fait une étude comparative des résultats obtenus par chacun d'eux (voir § III.2 et publication III).

III.1 ROLE SPECIFIQUE DE CHAQUE TYPE DE REACTIONS

En raison du grand nombre de réactions qui ont lieu à l'intérieur d'un plasma, il existe un couplage très fort des différents niveaux énergétiques entre eux et avec le fond continu.

Ce couplage, qui influence beaucoup le calcul des densités de population des niveaux excités et du coefficient collisionnel-radiatif de recombinaison α, rend impossible une évaluation rapide du rôle joué par les divers processus collisionnels et radiatifs dans un plasma. Le modèle C.R. permet d'obtenir une information détaillée à ce sujet. Pour cela, il suffit de résoudre les équations de conservation des particules (I.5) en y incluant ou non certains de ces différents processus.

On a précisé dans le paragraphe I.2.1 quelles sont les réactions qui sont habituellement prises en compte dans les applications numériques du modèle.

Dans une première étape, on avait supposé que les collisions avec les particules neutres ne modifiaient pas les valeurs des densités de population et des coefficients collisionnels-radiatifs de recombinaison et d'ionisation. Ceci est le cas quand la densité électronique et la densité dans le niveau fondamental vérifient la relation $n_1 \lesssim 10^3 \ldots 10^4\ n_e$. Dans le cas contraire, c'est-à-dire quand $n_1 \gtrsim 10^4 \ldots 10^5\ n_e$, l'influence des collisions avec les atomes neutres ou avec les ions ne peut plus être négligée. On peut introduire sans difficulté les termes de collisions atomiques dans le système (I.5) qui devient non-linéaire et dont la résolution est un peu plus complexe. Cette étude, déjà ébauchée précédemment (Emard,1971), a été développée et est exposée de façon plus complète dans la publication II. Ce travail traite de deux aspects concernant le calcul du coefficient de recombinaison α ; d'une part, la façon dont α dépend du nombre de niveaux liés considérés, d'autre part, le rôle spécifique de chaque type de réactions.

On a surtout mis en évidence les phénomènes suivants :

* le plus souvent, le rôle des particules neutres ne doit pas être négligé

* le nombre de niveaux dont il faut tenir compte est généralement plus grand que 12 pour les particules neutres. Ce nombre augmente d'ailleurs avec le degré d'ionisation des particules

considérées.

Rappelons également que l'étude théorique des plasmas dans le cas où les collisions atomiques sont prépondérantes se heurte à des difficultés numériques importantes car les sections efficaces des réactions sont très mal connues.

III.2 COMPARAISON DE DIFFERENTES THEORIES SUR LA RECOMBINAISON

La plupart des auteurs des modèles théoriques sur la recombinaison affirment que les résultats qu'ils obtiennent sont en "bon accord" avec ceux qui sont déduits des expériences. Cependant, cette affirmation générale est difficile à vérifier. En effet, les valeurs des constantes atomiques et des sections efficaces de réaction utilisées dans les applications numériques sont différentes pour chacun des modèles théoriques proposés. Lorsque des écarts existent, il n'est donc pas possible de distinguer la part qui est due, en tout ou en partie, au principe même de la théorie utilisée.

Pour pouvoir énoncer des conclusions plus précises, il nous est apparu nécessaire de faire une étude comparative détaillée en y apportant un souci de cohérence.

Nous avons calculé le coefficient de recombinaison α d'un plasma d'hydrogène ou d'hélium d'après huit modèles différents proposés dans la littérature, et dans une gamme étendue de densités

et de températures électroniques. Nous avons fait cette comparaison en utilisant toujours les mêmes sections efficaces.

Dans un article déjà publié (Publication III), on a d'abord fait une revue (non exhaustive) de différents modèles proposés pour le calcul de α. Après une étude précise de chacun d'eux, on en a réécrit les équations et formules principales avec un système de notation unique de façon à obtenir un document de travail homogène et une programmation plus facile. Ensuite, pour chacune de ces théories, on a représenté graphiquement les résultats obtenus, qui diffèrent parfois par plusieurs ordres de grandeur. On a essayé de préciser les causes des principaux écarts. Dans le cas où la réabsorption radiative joue un rôle, certaines théories sont inapplicables expérimentalement parce qu'elles ne tiennent pas compte d'une réabsorption possible des photons.

Cet effort de clarification fait apparaitre les domaines d'accord et de désaccord entre les modèles considérés. Il permet aussi d'envisager des vérifications expérimentales.

CHAPITRE IV

CONFRONTATION DU MODELE AVEC DES RESULTATS EXPERIMENTAUX

L'étude précédente du chapitre III resterait très théorique et un peu inutile si on n'avait pas de résultats expérimentaux susceptibles de départager les différents modèles dans les régions de désaccord.

Or, notre modèle collisionnel-radiatif a déjà été utilisé pour interpréter des mesures effectuées dans d'autres laboratoires. Dans ce chapitre, nous voulons présenter quelques-unes des expériences qui ont permis de tester le modèle C.R., sur la base de nos calculs numériques.

Parmi celles-ci, nous en avons retenu plus particulièrement trois, car, elles ont été l'occasion d'une collaboration avec des chercheurs d'autres laboratoires. Il s'agit de l'équipe de J. Godart au laboratoire de Physique des Milieux Ionisés à Orsay, de W. Kohsiek, chercheur dans l'équipe du Pr. Kruithoff, Département de Physique, Université d'Eindhoven et B. Dubreuil et J. Chapelle au Centre de Recherche sur la Physique des Hautes Températures, à Orléans la Source. Cette sélection, qui peut paraitre un peu arbitraire, ne prétend pas à l'impartialité.

Comme on l'a déjà remarqué au § I.2.3 , la résolution du modèle C.R. permet d'étudier le comportement du plasma sous trois angles légèrement différents :

- les densités de population des différents niveaux excités
- les coefficients collisionnels radiatifs globaux de recombinaison α et d'ionisation S
- les énergies internes des systèmes atomiques et moléculaires.

Dans les applications qui suivent, selon le type de plasma étudié et la nature de l'expérimentation, c'est souvent sur un seul de ces aspects que l'attention a été portée. Ainsi,à Orsay, on a comparé les coefficients de recombinaison obtenus à partir de l'expérience, tandis qu'à Eindhoven et à Orléans-la-Source, c'est d'abord les densités de population qui ont été mesurées et comparées aux résultats théoriques. Cela n'est en fait qu'une vision un peu restrictive du modèle C.R. qui permet en principe une étude très générale du plasma. Cette généralité apparait même comme un des avantages les plus importants du modèle C.R. sur les autres modèles. En effet, lorsqu'on a vérifié à partir de quelques résultats expérimentaux, que le modèle rend bien compte du phénomène physique considéré, on peut obtenir d' autres informations inaccessibles uniquement par investigation expérimentale.

IV.1 DECHARGE STATIONNAIRE DANS UN TUBE CAPILLAIRE (ORLEANS)

Le modèle collisionnel-radiatif a été appliqué de deux manières différentes à l'analyse des mesures effectuées par B. Dubreuil au C,R.H.T.d'Orléans-la-Source sur le dispositif expérimental présenté ci-dessous.

En premier lieu, il a été utilisé pour déterminer la température et la densité électronique du plasma étudié.

D'autre part, dans sa conception initiale, le modèle C.R. est établi pour étudier la recombinaison et l'ionisation dans des plasmas uniquement soumis à leur propre champ de rayonnement. Cette expérience, développée à Orléans-la-Source nous a amenés à penser que le modèle est également adapté pour traiter le cas de plasmas soumis à un rayonnement extérieur et à un flux de diffusion. Cette dernière utilisation du modèle, tout à fait nouvelle, a conduit à un très bon accord entre résultats théoriques et expérimentaux et nous a incités à poursuivre le travail dans cette direction (voir paragraphe V.1)

L'essentiel du travail a été rassemblé dans les publications IV et V. On peut aussi se référer à /6/.

1. Description de l'expérience.

Le montage expérimental a déjà été décrit de façon détaillée dans plusieurs publications /IV/, /6/. Rappelons simplement qu'il s'agit d'une décharge d'hélium (ou d'hydrogène) dans un tube

capillaire sur lequel est focalisé un faisceau laser CO_2. La lumière émise par la décharge est observée perpendiculairement au faisceau laser. Les raies spectrales sont mesurées grâce à un système de détection photoélectrique associé à un monochromateur. On a alors évalué les valeurs absolues des populations des niveaux excités.

2. Détermination de la température et de la densité électroniques.

Les mesures ont été faites pour deux gaz différents : l'hydrogène et l'hélium. Dans les deux cas, on a tenté d'évaluer la température électronique à partir de la méthode de la pente de Boltzmann. Or, ceci n'est pas possible, car, les plasmas étudiés ne sont pas en équilibre thermodynamique local, c'est à dire que la courbe représentant, en échelle semi-logarithmique, n_i/g_i en fonction de l'énergie du niveau i (ou d'une quantité proportionnelle, p. ex. $1/i^2$) n'est pas rectiligne. L'écart est, pour une grande partie, dû au fait que le plasma est soumis à un flux de diffusion important.

On a donc évalué la température et la densité électroniques de la manière suivante :

Même pour un plasma dont le niveau fondamental ne vérifie pas les conditions $\frac{\partial n_1}{\partial t} = 0$ et $\vec{\nabla}.(n_1 \vec{v_1})$, si on peut estimer expérimentalement n_1 , le modèle C.R. permet de calculer les densités de population des niveaux excités (Emard, 1971 p. 81). En résolvant le système pour une gamme de températures et de densités électroniques "raisonnables", on peut construire

des abaques de n_i/g_i en fonction de $1/i^2$. Les valeurs de T_e et de n_e pour lesquelles les courbes théoriques et expérimentales sont les plus proches sont une "bonne estimation" des valeurs vraies.

Pour l'hélium, la connaissance de la pression de remplissage permet celle de la densité dans le niveau fondamental (Publication IV, p.116). On obtient $n_1 \approx 4.5 \times 10^{15}$ cm^{-3} , les résultats théoriques encadrent d'une façon correcte les résultats expérimentaux pour

$$43000 \leqslant T_e\ [°K] \leqslant 52000 \quad , \quad 2.\ 10^{12} \geqslant n_e\ [cm^{-3}] \geqslant 10^{11}$$

et, les valeurs les plus probables sont :

$$T_e = 48000\ °K \quad , \quad n_e = 4.\ 10^{11}\ cm^{-3}$$

Si on travaille avec de l'hydrogène, il est plus difficile d'utiliser la méthode précédente. En effet, on part cette fois d'un gaz moléculaire H_2, dont quelques molécules seulement sont dissociées. Les molécules non dissociées jouant seulement le rôle de source pour les atomes dans le niveau fondamental, l'interaction de ces molécules avec les particules du plasma d'hydrogène atomique formé dans la décharge est négligée. Le modèle C.R. est alors applicable à ce plasma, et, en estimant, à partir de la pression de remplissage, une valeur maximale de la densité n_1 :
$n_1 = 5.\ 10^{14}$ cm^{-3}, on obtient :

$$25000 \leqslant T_e\ [°K] \leqslant 32000 \quad , \quad 10^{12} \geqslant n_e\ [cm^{-3}] \geqslant 2.\ 10^{10}$$

avec, comme valeurs les plus probables :

$$T_e = 28000\ °K \quad , \quad n_e = 5.\ 10^{11}\ cm^{-3}$$

3. Irradiation par un faisceau laser.

Dans le cas où l'on irradie le plasma étudié précédemment par un faisceau laser CO_2, on observe une diminution des populations des états excités par rapport aux populations mesurées quand le plasma n'est pas irradié par le Laser. On a donc cherché à comprendre ce phénomène et à l'analyser quantitativement dans le cadre du modèle C.R.

On a d'abord remarqué une diminution générale de la population des niveaux d'environ 10 % (Figs. 14 de la publication IV). Ceci correspond à un phénomène d'échauffement local du plasma, dû au chauffage des particules neutres, et, que l'on a pu mesurer à l'aide d'un thermocouple. Ce chauffage est essentiellement dû à l'échauffement du tube de quartz par le rayonnement parasite du faisceau laser.

Cependant, il reste un effet qui ne peut être compris que dans le cadre du modèle C.R. et qui semble dû aux processus supplémentaires introduits par le champ photonique du faisceau Laser. Nous avons donc modifié les équations, pour tenir compte, non seulement de la photoionisation à partir des divers états quantiques liés, mais également de la recombinaison stimulée sous l'influence du champ laser.

On pourrait penser que des processus d'ionisation et de recombinaison stimulée faisant intervenir plusieurs photons jouent

également un rôle. Ceci n'est pas le cas de l'expérience précédemment décrite, car, le Laser utilisé n'est pas assez puissant, mais, l'influence éventuelle de ces processus a été étudiée ultérieurement (publication VI).

Le calcul des taux des transitions dûes au Laser, leur insertion dans le modèle C.R., et, la formulation nouvelle qui en découle se trouve dans la publication IV.

Les valeurs des densités de population obtenues à partir du modèle C.R. ainsi modifié sont présentées sous forme de courbes, pour une gamme importante de densités et de températures électroniques ($10^9 < n_e\ [cm^{-3}] < 10^{13}$, $300 < T_e\ [°K] < 2.10^4$) et pour différentes longueurs d'onde du rayonnement (Lasers CO_2, Argon Ionisé, Rubis).Le mode de décroissance des densités de population est différent selon que le plasma est en phase de recombinaison (faibles températures électroniques) ou dominé par la diffusion (températures électroniques élevées). D'autre part, lorsque la température électronique est assez faible ($< 1500°K$) et la puissance de rayonnement du laser assez élevée, il se produit un effet de saturation : les processus de photoionisation sont presque équilibrés par ceux de recombinaison stimulée, car, les taux deviennent pratiquement égaux.

Puisque les densités de population n_1 sont modifiées lorsque le plasma est soumis à l'irradiation d'un faisceau laser, les coefficients C.R. de recombinaison α et d'ionisation S, qui sont calculés à partir de n_1 doivent également être différents du cas

"non irradié". Il nous a donc semblé intéressant de calculer α et S dans différents cas et de rassembler les résultats sous forme graphique (publication V).

Ainsi, ces deux publications (IV et V) qui mettent l'accent sur deux aspects du modèle, l'une sur les densités de population, l'autre sur le coefficient C.R. de recombinaison, sont complémentaires l'une de l'autre. A notre sens, ces calculs et la bonne concordance des valeurs théoriques et expérimentales sont une confirmation de la capacité du modèle C.R. à rendre compte des phénomènes globaux qui ont lieu dans un plasma.

IV.2 EXCITATION DES ETATS DE He^+ DANS UN ARC DE TYPE CATHODE CREUSE (EINDHOVEN)

Le plasma d'hélium étudié est créé dans une décharge du type cathode creuse, dont les caractéristiques essentielles se trouvent dans la thèse de W. Kohsiek /7/. Dans la gamme d'expérimentation, le plasma est essentiellement constitué de particules d'Hélium I. La température et la densité électroniques ont été déterminées à partir de mesures de diffusion Thomson. Pour une intensité de courant de l'arc variant de 35 A à 100 A, on a

$$1.68 \times 10^5 \ °K < T_e < 2.32 \times 10^5 \ °K$$

$$2.9 \times 10^{13} \ cm^{-3} < n_e < 4.3 \times 10^{13} \ cm^{-3}$$

Pour les mêmes valeurs de l'intensité du courant, les densités de

population des niveaux excités (i = 4 à i = 10) de He^+ ont été évaluées à partir de mesures d'intensités spectrales. La densité des ions He^{++} et He^+ a été estimée à partir de la densité électronique et des intensités spectrales.

D'autre part, le modèle collisionnel-radiatif a été appliqué aux plasmas e-He^+-He^{++} par Mc Whirter et Hearn /2/ et par Drawin et Emard /8/ /9/. Les résultats obtenus par les deux équipes présentent des divergences quelquefois importantes (jusqu'à un facteur 6), qui proviennent du choix des sections efficaces et de la méthode de calcul des coefficients de réaction.

Kohsiek a mené une comparaison très détaillée des densités de population qu'il a déterminées expérimentalement,avec nos résultats d'une part et ceux de Mc Whirter et Hearn d'autre part. Ses résultats sont en bon accord avec les nôtres, en même temps qu'ils présentent un désaccord avec ceux de Mc Whirter et Hearn. Plusieurs éléments semblent particulièrement importants pour expliquer cette divergence :

1) les sections efficaces d'excitation de He^+ à partir du niveau fondamental (les valeurs que nous avons estimées sont deux à trois fois plus petites que celles de Mc Whirter et Hearn)

2) les taux de (dé)-excitation entre niveaux excités et d'ionisation à partir de ces niveaux sont également très différents (les écarts vont jusqu'à un facteur 8). Mc Whirter et Hearn les ont calculés à partir de formules approchées tandis que nous en avons

fait un calcul numérique "exact".

Kohsiek conclut à une "justification expérimentale des sections efficaces utilisées par Drawin et Emard pour la (dé) excitation entre niveaux excités et pour l'ionisation à partir de ces niveaux" (/7/ page 68).

Une étude précise des corrélations entre les valeurs des densités de population et celles des coefficents des réactions les plus déterminantes, permet à Kohsiek d'énoncer la conclusion suivante :
Pour le plasma considéré, la densité de certains niveaux (p. ex. i = 4) est directement proportionnelle à la valeur "seuil" de la section efficace d'excitation à partir du niveau fondamental. Autrement dit, l'utilisation du modèle C.R. a permis à Kohsiek de déterminer expérimentalement la section efficace du processus $1\,p \rightarrow 4\,S$ de He^+ près du seuil.

D'autre part, bien que les paramètres du plasma aient été mesurés par la méthode de la diffusion Thomson, le modèle C.R. a été appliqué de la même façon que pour l'expérience de Dubreuil, afin de déterminer température et densité électroniques (voir méthode du § IV.1.2). On obtient

$$3.3 \times 10^{13} < n_e \left[cm^{-3}\right] < 4.4 \times 10^{13}$$

$$2.39 \times 10^{5} > T_e \left[°K\right] > 1.87 \times 10^{5}$$

Les valeurs obtenues par diffusion Thomson sont

$$n_e = 3.7 \times 10^{13}\ cm^{-3}$$

$$T_e = 2.46 \times 10^{5}\ °K$$

La concordance de ces résultats est une confirmation supplémentaire de la validité du modèle C.R. pour les ions hydrogénoïdes dans la gamme des températures électroniques élevées.

IV.3 RECOMBINAISON DANS UN PLASMA D'HELIUM PRODUIT PAR LASER (ORSAY)

A Orsay, une expérience menée par Baravian et al. a permis de tester le modèle collisionnel-radiatif du point de vue des coefficients C.R. globaux de recombinaison α et d'ionisation S. Baravian et al. se sont intéressés à la recombinaison d'un plasma de laser créé dans l'hélium /10/. Il s'agit d'un plasma chaud et dense, dont le degré d'ionisation est élevé. La densité électronique n_e, et la température électronique, T_e, sont déterminées par mesures spectroscopiques. Dans les conditions de l'expérience, n_e varie de 3.10^{12} cm^{-3} à la périphérie du plasma à environ 10^{18} cm^{-3} au coeur du plasma, pendant que T_e varie de quelques centaines de °K à quelques millions de degrés K.

Après avoir remarqué que les trois types de recombinaison, radiative, collisionnelle avec les électrons, collisionnelle avec les atomes, ont lieu dans le plasma, ils définissent un coefficient de recombinaison réel γ^+, qui tient compte des trois modes de recombinaison par

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = -\gamma^+ n_e n_+$$

c'est à dire que, dans la formulation du modèle collisionnel-radiatif (chap.I), on a

$$\gamma^+ = \alpha - S \frac{n_1}{n_e}$$

La comparaison entre résultats expérimentaux et théoriques a été faite en deux étapes :

1) on n'introduit dans le modèle C.R. que les processus de radiation et de collision avec les électrons ; on fait l'hypothèse que le plasma est homogène, et on néglige la répartition spatiale de n_e et T_e, c'est-à-dire qu'on fait l'étude théorique avec des valeurs moyennes $\bar{n}_e$ et $\bar{T}_e$. γ^+ peut alors être estimé expérimentalement par

$$\gamma^+ = \frac{d}{dt}\left(\frac{1}{\bar{n}_e}\right) - \frac{3}{\bar{n}_e}\,\frac{1}{r}\,\frac{dr}{dt}$$

On obtient un bon accord d'ordre de grandeur entre nos calculs /12/ et les expériences pour de faibles pressions de remplissage (c'est-à-dire n_e grand et T_e petit). Par contre pour des pressions plus élevées, le sens de variation de γ^+ est opposé entre théorie et expérience. Ce désaccord est attribué au fait que

- le plasma n'est pas homogène en réalité
- les processus de collisions atomiques, d'abord négligés, ont apparemment une influence non négligeable sur la décroissance de la densité électronique.

2) Baravian et al. ont donc été amenés à élaborer un modèle de plasma non homogène, pour leur permettre de calculer γ^+ en tenant compte des répartitions spatiales de n_e et T_e. Ils obtiennent alors un bon accord avec nos résultats /13/, pour toutes les densités électroniques et toutes les pressions de remplissage.

Cette étude a permis, entre autres, de délimiter les

domaines expérimentaux pour lesquels les collisions électroniques dominent et ceux pour lesquels ce sont les collisions atomiques qui sont prépondérantes.

Un peu plus tard /11/, ces chercheurs ont utilisé le même dispositif pour étudier la recombinaison globale d'un plasma d'He II. Les conditions de l'expérience permettent cette fois de négliger les collisions atomiques et de raisonner uniquement sur les valeurs moyennes de la température et de la densité électroniques.

Ils définissent le coefficient de recombinaison réel par : $\frac{\partial n_{++}}{\partial t} = -\gamma^{++} n_e n_{++}$

où n_{++} est la densité des ions He^{++}.

En utilisant le même principe de comparaison que précédemment, on a abouti aux conclusions suivantes concernant notre application du modèle C.R. aux plasmas e - He^{+} - He^{++} /9/ :

- les valeurs théoriques de γ^{++} sont de 10^2 à 10^3 fois plus grandes pour un plasma optiquement mince que pour un plasma optiquement épais dans les raies de résonance

- pour des valeurs des facteurs d'échappement convenablement choisies, il y a un accord d'ordre de grandeur entre γ^{++} déterminé expérimentalement et les valeurs calculées d'après notre publication. Cet accord est meilleur au fur et à mesure que la pression initiale de remplissage augmente, car, le plasma devient moins opaque aux radiations.

Cette dernière vérification expérimentale du modèle collisionnel-radiatif, réalisée pour les ions He^+, à partir des coefficients α et S nous apparait particulièrement interessante. En effet, elle corrobore celle que W. Kohsiek a réalisé, à partir des densités de population, pour une autre gamme de paramètres des plasmas d'He^+.

CHAPITRE V

GENERALISATIONS DU MODELE

Nous avons rassemblé dans le chapitre IV des résultats du modèle collisionnel-radiatif qui ont déjà été comparés à des résultats expérimentaux.

Cependant, ces confrontations nous ont conduit à approfondir des aspects théoriques, qui, pour des raisons techniques la plupart du temps, ne peuvent pas encore être vérifiés par des mesures. C'est en particulier à partir de l'expérience de B. Dubreuil à Orléans-la-Source que nous est apparue la possibilité de prolonger notre recherche sur plusieurs points. L'un d'eux a déjà fait l'objet d'une étude complète. D'autres, qui n'en sont qu'au stade de l'ébauche ou de l'étude préliminaire sont également présentés dans ce chapitre.

V.1 INSERTION DES PROCESSUS MULTIPHOTONIQUES.

Tel qu'il a été présenté au paragraphe IV.3 et dans les publications IV et V, le modèle C.R. étendu à l'étude des plasmas irradiés par un laser, n'est valable que lorsque les processus d'ionisation et de recombinaison induits par plusieurs photons jouent un rôle négligeable.

Ceci était bien le cas de l'expérience de B. Dubreuil avec

laquelle nous avons comparé nos résultats. Cependant, pour des puissances de rayonnement Laser seulement 5 à 10 fois plus grandes (dans le cas du Laser CO_2), l'ionisation multiphonique et les processus de recombinaison correspondants peuvent avoir une influence sur l'évolution des densités de populations et du coefficient de recombinaison.

Nous avons donc étendu une nouvelle fois le domaine d'utilisation du modèle C.R. pour qu'il soit adapté à l'étude de ces plasmas (travail VI, en cours de publication). Les calculs numériques ont été réalisés pour des plasmas d'hydrogène irradiés par un Laser CO_2 , mais la formulation établie est très générale et peut être appliquée aussi bien à d'autres types de plasmas qu'à d'autres longueurs d'onde de rayonnement superposé.

Cette nouvelle extension du modèle a nécessité une étude thermodynamique des processus de photoionisation et des relations de microréversibilité afin d'établir les expressions des taux des différentes réactions en fonction des sections efficaces de photoionisation. Pour l'application numérique, on s'est heurté au problème de l'évaluation des sections efficaces d'ionisation par plusieurs photons. En effet, celles-ci ne sont pas mesurables directement. On trouve dans la publication VI une courte revue bibliographique des résultats théoriques publiés dans la littérature à ce sujet. Pour les transitions à 2 photons, les sections efficaces proposées, $\sigma_{ik}^{(2)}(\nu)$, diffèrent parfois de plusieurs ordres de grandeur. Nous avons donc résolu numériquement le système

en y introduisant ces différentes valeurs et en négligeant totalement les transitions qui font intervenir plus de deux photons. Ceci nous a permis d'analyser comment les densités de population dans les différents niveaux excités de l'atome d'hydrogène varient en fonction

- de la densité électronique
- de la température électronique
- de l'intensité du rayonnement Laser
- des sections efficaces des transitions

Pour certaines valeurs des paramètres du plasma et de la puissance de rayonnement du Laser, l'influence des transitions à 2 photons se révèle importante, surtout pour les niveaux qui sont les plus près du seuil de photoionisation.

Les calculs mettent également en évidence une forte dépendance des densités de population des niveaux de nombre quantique principal compris entre 7 et 11, en fonction des sections efficaces $\sigma_{ic}^{(2)}(\nu)$, d'ionisation par 2 photons. En particulier, pour certaines intensités de rayonnement du Laser, la décroissance de la population du niveau i = 8 est presque proportionnelle à $\sigma_8^{(2)}(\nu)$, section efficace d'ionisation à partir du niveau 8. Les niveaux voisins (i = 9, 10) suivent à peu près le même mode de variation. Cet effet est très intéressant pour l'interprétation des résultats précédents et pour les applications ultérieures du modèle C.R.

Nous proposons en particulier l'utilisation de ce comportement pour déterminer les sections efficaces d'ionisation

par 2 photons par la méthode suivante : (voir publication VI)

1 - mesure des densités de population des niveaux dans les deux cas d'un plasma irradié et non irradié par un rayonnement Laser

évaluation expérimentale des paramètres du plasma: n_e, T_e, n_1.

2 - calcul par l'intermédiaire du modèle C.R. des populations des niveaux pour les valeurs n_e, T_e, n_1 précédemment mesurées et cela, pour différentes valeurs arbitraires des sections efficaces $\sigma_{ic}^{(2)}(\nu)$ à déterminer.

3 - comparaison des résultats expérimentaux et théoriques. Les valeurs de $\sigma_{ic}^{(2)}(\nu)$ qui permettent de faire coincider les courbes de variation des densités de population doivent être une approximation acceptable des valeurs vraies.

L'étude de l'influence des processus multiphoniques sur les plasmas a été complétée par le calcul et la représentation graphique du coefficient de recombinaison α.

Les processus d'ionisation par k photons ($k > 2$) et de recombinaison correspondants peuvent être inclus dans le modèle C.R. de la même manière que nous l'avons fait pour les réactions à 2 photons. Mais, cette étude resterait difficile à confronter avec l'expérience, car, ces transitions sont rarement observées et les sections efficaces ne sont pratiquement pas connues.

V.2 ADAPTATION AUX PLASMAS MOLECULAIRES

En analysant les résultats expérimentaux de B. Dubreuil, nous avions remarqué certaines irrégularités dans la distribution des densités de population en fonction du nombre quantique principal, en particulier dans le cas de l'hydrogène (voir publication IV, Figs.14 et 15, et /6/). Ceci avait été attribué à un couplage possible entre les espèces atomiques et moléculaires, car les molécules des plasmas observés ne sont que très faiblement dissociées.

Il semblait utile d'entreprendre une étude systématique et simultanée des densités de population des molécules excitées et des atomes excités dans un plasma soumis ou non à l'irradiation par un faisceau Laser.

A partir de l'expérience déjà décrite au § IV.3, Dubreuil, Drawin et Chapelle, dans une publication récente /4/, exposent des résultats obtenus avec l'hydrogène. Compte tenu du diagramme des énergies de la molécule H_2, ils proposent un schéma des transitions induites par le rayonnement Laser et qui peuvent avoir lieu. Il est probable que les sous-niveaux d'un même nombre quantique principal réagissent différemment à la radiation Laser, ce qui pourrait être observé sur un plasma d'hélium.

Le modèle C.R. nous semble tout à fait adapté pour donner une explication théorique plus élaborée à ces observations.

Il faudrait pour cela schématiser le système des niveaux énergétiques de la molécule, inclure les processus appropriés dans le modèle et trouver une formulation mathématique qui permette une résolution relativement simple et peu onéreuse.

CONCLUSION

Dans cet exposé, qui n'épuise pas les possibilités de développement et d'utilisation du modèle collisionnel-radiatif, nous avons essayé de faire le point sur le travail déjà effectué sur, et à partir de ce modèle.

En même temps, nous espérons avoir montré que beaucoup de perspectives s'ouvrent encore, d'une part pour en perfectionner le formalisme et lever certaines hypothèses, d'autre part pour l'appliquer aussi bien à divers types de plasmas (espèce chimique, gamme de température et de densité électroniques) qu'à des conditions expérimentales nouvelles.

Le modèle collisionnel-radiatif se présente ainsi comme un instrument de travail et d'analyse utile aux expérimentateurs en particulier, pour déterminer des coefficients de réaction pour divers types d'interactions collisionnelles ou radiatives.

REFERENCES

/1/ Drawin, H.W.
Z.Physik 225, 483 (1969)

/2/ Mc Whirter, R.W.P. et A.G. Hearn
Proc. Phys. Soc. (London) 82, 641 (1963)

/3/ Drawin, H.W.
Z.Naturf. 19a, 1 451 (1964)

/4/ Dubreuil, B., H.W. Drawin et J. Chapelle
Z.Physik B , 20, 117 (1975)

/5/ Holstein, T.
Phys. Review 72, 1212 (1947)
83, 1159 (1951)

/6/ Chapelle, J., B. Dubreuil, H.W. Drawin et F. Emard
Physics Letters 44A, 201 (1973)

/7/ Kohsiek, W.
Thesis, 25 June 1974, Eindhoven

/8/ Drawin, H. W. and F. Emard
Rapport EUR - CEA - FC - 534

/9/ Drawin, H.W. et F. Emard
Z. Physik 253, 100 (1972)

/10/ Baravian, G., R. Benattar, J. Bretagne, J.L. Godart et G. Sultan
Z.Physik 254, 218 (1972)

/11/ Baravian, G., R. Benattar, J. Bretagne, J.L. Godart et G. Sultan
Z Physik 260, 121 (1973)

/12/ Drawin, H.W. et F. Emard
Z.Physik 243, 326 (1971)

/13/ Drawin, H.W. et F. Emard
Z.Physik 254, 202 (1972)

/14/ Bates, D.R and A.E Kingston
Proc. Roy. Society A 279, 10 (1964)

/15/ Wilhelm, H.E.
J. Math. Phys. 13, 252 (1972)

/16/ Sexton, M.C. et al.
J. Phys. B 2, 1069 (1969)
J. Phys. D 3, 1240 et 1696 (1970)
Proc. Roy. Irish Academy, 69, 1 (1970)

PUBLICATIONS JOINTES

Publication I : H.W. Drawin et F. Emard

Beiträge aus der Plasmaphysik 13, 143 (1973)

Optical Escape Factors for Bound-bound and Free-bound Radiation from Plasmas.

Publication II : H.W. Drawin et F. Emard

Zeitschrift für Physik 270, 5 (1974)

The Role of Particular Collision and Radiative Processes in Recombination.

Publication III : H.W. Drawin et F. Emard

Beiträge aus der Plasmaphysik 15, 273 (1975)

Comparative Study of Existing Theories for Volume Electron-Ion Recombination in Plasmas.

Publication IV : H.W. Drawin, F. Emard, B. Dubreuil et J. Chapelle

Beiträge aus der Plasmaphysik 14, 103 (1974)

Lowering of the Populations of Excited Hydrogen and Helium Atoms in Plasmas Irradiated by a Laser Beam.

Publication V : H.W. Drawin et F. Emard

Zeitschrift für Physik 266, 257 (1974)

Influence of Laser Radiation on the Collisional-Radiative Recombination and Ionization Coefficients.

Publication VI : F. Emard

En cours de publication dans Physica C

Influence of Two-photon Ionization Processes on the Populations of Excited Hydrogen Atoms in non-LTE Plasmas.

Publication VII : F. Emard

Projet de Publication dans Optics Communications

Modification of Recombination Coefficients by Two-photon Interaction between non-LTE Hydrogen Plasmas and CO_2-Laser Beams.

Publication I

Beiträge aus der Plasmaphysik 13,143 (1973)

Optical Escape Factors for Bound-bound and Free-bound Radiation from Plasmas
I. Constant Source Function

By

H. W. Drawin and F. Emard

Received January 23, 1973

Abstract

Optical escape factors for bound-bound and free-bound radiation have been calculated by solving the equation of radiative transfer with the assumption that the corresponding source functions are space-independent. The general expression for bound-bound transitions yields for large optical depths—within a correction factor of order unity – Holstein's asymptotic expressions for the two limiting cases of a Doppler and a dispersion profile. Application to the more general case of a Voigt profile leads to an analytical formula which permits a rapid estimate of the escape factor for any optical depth. Numerical application to the resonance lines of neutral helium-which are broadened by Stark and Doppler effects—shows that under certain plasma conditions most of the higher members of the resonance series remain optically thin.—The general expression obtained for the escape factor of free-bound radiation has been applied to the resonance continuum of neutral helium. The numerical results show that the resonance continuum remains optically thin as long as the optical depth in the center of the He resonance line ($\lambda = 584$ Å) remains smaller than 10^4 to 10^5. A similar result is obtained for atomic hydrogen.

Publication II

Zeitschrift für Physik 270,59 (1974)

The Role of Particular Collision and Radiative Processes in Recombination

H.W. Drawin and F. Emard
Association EURATOM-CEA sur la Fusion, Département de Physique du Plasma et de la Fusion Contrôlée, Centre d'Etudes Nucléaires, Fontenay-aux-Roses (France)

Received May 20, 1974

Abstract. Rate equations for level populations of atomic hydrogen are solved to obtain collisional-radiative recombination coefficients. Several particular collision and radiative processes entering the rate equations have been accounted for or have been suppressed in order to obtain information on how strongly the solution depends on the different assumptions. Under certain conditions the results differ by orders of magnitude. The results also vary strongly with the number of quantum levels p entering the rate equations. The critical quantum number n^* which defines the limit for partial L.T.E. cannot be considered as the critical number of rate equations above which the population coefficients become independent of p.

Publication III

Beiträge aus der Plasmaphysik 15,273 (1975)

Comparative Study of Existing Theories for Volume Ion-Electron Recombination in Plasmas

By

H. W. Drawin and F. Emard

Received February 28, 1975

Abstract

Different methods have been proposed in the past for calculating the atomic ion-electron recombination coefficient of plasmas, for example collisional-radiative models of D'Angelo (1961) and of Bates et al. (1962); the "bottleneck" models of Hinnov and Hirschberg (1962) and Byron et al. (1962) modified by Chen (1969) and Wanless (1971); the variational theory of Makin and Keck (1963), modified by Curry (1970); the J. J. Thomson method modified by D'Angelo (1965). Using the appropriate atomic parameters the recombination coefficients were calculated for a wide range of electron temperatures and electron densities for optically thin and optically thick hydrogen and helium plasmas. The caracteristic discrepancies between the different theories are discussed. To be mentioned is the relative good agreement of the "bottleneck" models and the complete collisional-radiative theory for optically thin and thick hydrogen plasmas at nearly all temperatures, but the agreement is less good for helium plasmas especially in the optically thick case at elevated temperatures. It is the first time that such a comparitive study based on a consistent set of atomic parameters has been undertaken.

Publication IV

Beiträge aus der Plasmaphysik 14,103 (1974)

Publication IV

Beiträge aus der Plasmaphysik 14,103 (1974)

Lowering of the Populations of Excited Hydrogen and Helium Atoms in Plasmas Irradiated by a Laser Beam[1])

By

H. W. Drawin and F. Emard[2])

and

B. Dubreuil and J. Chapelle[3])

Received April 9, 1974

Abstract

The populations of excited hydrogen and helium atoms in non-L.T.E. plasmas have been calculated for two different physical situations, namely (i) no external radiation field present, and (ii) strong superposed radiation originating from a CO_2, Ruby or Argon Ion Laser. The radiation field intervenes in the collisional-radiative model via two new terms: Photoionization and stimulated recombination induced by the Laser radiation field. The solutions of the rate equations yield a lowering of the populations when a plasma is irradiated by a Laser beam. The lowering is different for cold recombining and hot diffusion-dominated plasmas. At high radiation densities a saturation effect occurs, since the photoionization rate becomes equal to the rate of stimulated recombination. Measurements of the populations of excited H and He atoms in a glow discharge irradiated by a CO_2 Laser beam of power density 10^5 W/cm^2 are in broad agreement with the theoretical predictions.

Publication V

Zeitschrift für Physik 266,257 (1974)

Influence of Laser Radiation on the Collisional-Radiative Recombination and Ionization Coefficients*

H.W. Drawin and F. Emard

Association Euratom-CEA sur la Fusion,
Département de Physique du Plasma et de la Fusion Contrôlée,
Centre d'Etudes Nucléaires, Fontenay-aux-Roses, France

Received October 8, 1973

Abstract. It is shown that irradiation of a plasma by a Laser beam lowers the collisional-radiative coefficient for recombination (α) and increases the one for ionization (S) compared to unirradiated plasmas. Numerical values of α and S are given for a hydrogen plasma irradiated by CO_2, Ruby, and Ar-Ion Lasers. The calculations are based on a collisional-radiative model in which photoionization and stimulated recombination intervene. Stimulated recombination has an important effect and can lead to saturation of free-bound transitions at high power density of the Laser beam as long as multiphoton ionization effects and plasma heating by inverse bremsstrahlung remain negligibly small.

Publication VI

En cours dans Physica C

INFLUENCE OT TWO-PHOTON IONIZATION PROCESSES ON THE POPULATIONS OF EXCITED HYDROGEN ATOMS IN NON-LTE PLASMAS

F. EMARD

- ABSTRACT -

The populations of ground and excited atomic levels in non-L.T.E. plasmas can be calculated on the basis of an appropriately chosen collisional-radiative model. We have applied such a model to the states of atomic hydrogen in a pure hydrogen plasmairradiated by an intense CO_2-Laser beam. In addition to former model calculations, two-photon bound-free transitions have been included using cross-sections from different authors. Since these cross-sections differ by many orders of magnitude, different results for the population densities are obtained. A new method is proposed to determine the cross-sections for two-photon (and possibly multi-photon) bound-free transitions; it consists in a measurement of the excited state populations of a stationary discharge and comparing the populations with model calculations. It should thus be possible to decide wich of the theoretical two-photon ionization cross-sections are correct.

Publication VII

Projet pour Optics Communication

MODIFICATION OF RECOMBINATION COEFFICIENTS BY TWO-PHOTON INTERACTION BETWEEN NON-L.T.E. HYDROGEN PLASMAS AND CO_2-LASER BEAMS

- ABSTRACT -

Collisional-radiative recombination coefficients have been calculated for a hydrogen plasma irradiated by a CO_2-Laser beam. The calculations were performed on the basis of a theoretical model involving photoionization and stimulated recombination by one and two photons. The role played by two-photon processes have been especially studied.